LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

VIII. — PHYSIQUE DU GLOBE. MÉTÉOROLOGIE. ASTROPHYSIQUE.

MÉTÉOROLOGIE.

Noyaux de condensation rendus visibles par l'emploi du microscope électronique; LINKE F. (*Naturwiss.*, 1943, **31**, 230-231). — Cf. **5**, 21 D.

Distribution d'intensité des bandes dans les spectres des aurores polaires et température de la haute atmosphère; HERMAN Mme R. et HERMAN L. (*Cahiers de Physique*, 1943, 15-19; n° **16**). — Dans la détermination de la température à partir de la répartition d'intensité dans un système de bandes, on admet implicitement que l'on a une transition simple entre deux niveaux. Cette approximation est valable seulement pour les pressions élevées. On montre que l'on doit s'attendre à un affaiblissement notable de l'effet de la température dans le cas où trois niveaux interviennent dans le mécanisme de l'émission.

Aurores, propagation des ondes et activité solaire récente; STETSON H. T. (*Terr. Mag. Atm. Elect.*, 1940, **45**, 77). — Une statistique portant sur les aurores brillantes a montré un décalage de deux ans entre le maximum du cycle solaire et le maximum de fréquence des aurores; on l'attribue à une efficacité plus grande des perturbations situées aux latitudes solaires basses. On envisage diverses explications pour le délai d'un jour entre le passage des taches au méridien central et la production des aurores. Après ces rappels, on étudie la propagation des ondes de T.S.F. (770 kilocycles) aux dates proches de l'apparition d'aurores, d'après les enregistrements du champ de l'émetteur de Boston de 1930 à 1939. Les mesures ont dû être corrigées pour tenir compte de la dépression qui se produit au coucher du soleil; on insiste sur l'importance de cette correction.

Les réflexions se font sur la couche *E*; les moyennes obtenues ensuite montrent un minimum du champ pour le 1er et le 2e jour après l'aurore, et un important maximum 4 jours avant.

On a étudié ensuite les réflexions sur la couche F d'après les documents des postes de radio-communications transocéaniques. Le minimum se produit alors le jour même de l'aurore et le jour suivant. Enfin l'examen du caractère magnétique montre un maximum le jour suivant les aurores, ce qui montrerait que le siège de l'activité magnétique est dans la couche *F*. — Mme E. VASSY.

Absorption anomale dans l'air et durée du méson; BERNARDINI G. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 413-436). — L'absorption « anomale » de la composante lourde du rayonnement cosmique tient à la destruction des mésons; la mesure de l'absorption peut donc renseigner sur leur vie moyenne. Elle donne, en réalité, le quotient $\frac{\mu c^2}{\varepsilon}$ de l'énergie au repos par la durée. On indique la méthode différentielle employée elle consiste en principe à mesurer l'intensité de la composante lourde avec un télescope de Geiger-Müller en plusieurs points d'altitude différente et sous la même incidence; on compense l'épaisseur d'air entre les stations par une épaisseur convenable d'absorbant. Les mesures ont été faites à Rome (50 m), à Cervinia (2 060 m) et Pian Rosa (3 480 m). On décrit les dispositifs à coïncidence employés et les précautions prises. Les valeurs de μc^2 obtenues résultent des trois comparaisons possibles; elles sont assez divergentes. La discussion permet de proposer la moyenne $(3{,}05 \pm 0{,}32) \cdot 10^{-8}$ sec/Me V.

Les courbes d'absorption d'autres auteurs permettent aussi de mesurer $\frac{\mu c^2}{\varepsilon}$ par une méthode intégrale; on trouve une valeur du même ordre. Divers auteurs ont mesuré directement ε qui serait

$1{,}5 \cdot 10^{-6}$ sec. Cette valeur de ε, jointe à la valeur du rapport ci-dessus, donne, pour μ, une valeur beaucoup trop faible pour les forces nucléaires.

E. Darmois.

Sur l'obtention des coïncidences de rayons cosmiques; Kolhörster W. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 539-544). — Les dispositifs à coïncidences sont tels que seuls servent à la mesure des rayons qui se propagent dans l'angle solide déterminé par les tangentes intérieures aux compteurs. Tuwin (*J. Phys.*, 1932, **3**, 614) et Janossy (*Z. Physik*, 1936, **99**, 369; cf. **7**, 283 D et **104**, 68; cf. **8**, 163 D) ont développé des théories basées sur des considérations purement géométriques, qui permettent d'expliquer le comportement d'une installation donnée ou de calculer une nouvelle installation. On se contente, dans la pratique, de considérations simples permettant, sans calculs ni quadratures, de prévoir les résultats. On montre, sur des nombres concernant des compteurs de diverses matières et diverses dimensions, comment ces considérations suffisent. Quelques mesures supplémentaires seront nécessaires. — E. Darmois.

Considérations sur la composante dure du rayonnement cosmique; Kulenkampff H. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 561-577). — On rappelle quelques travaux antérieurs et l'on cherche la relation entre l'absorption et la destruction des mésotrons. On représente la marche de l'intensité des rayons : *a.* dans l'air d'épaisseur croissante à partir du niveau de la mer; on utilise les mesures à l'aide d'un télescope à coïncidences d'inclinaison variable; *b.* dans l'air d'épaisseur décroissante; mesures à des altitudes croissantes ou variation de la pression; *c.* dans l'eau sous des épaisseurs croissantes. On emploie la formule proposée par Ehmert (*Ibid.*, 1936, **106**, 751; cf. **9**, 129 D), qui s'écrit $I = CD^{-\gamma}$, où C est une constante et D l'épaisseur comptée à partir du sommet de l'atmosphère. L'étude critique des mesures montre que γ n'est constant que dans le cas a; il est alors égal à $\gamma_N = 2{,}1$. Dans le cas b, il part d'une valeur initiale $\gamma_0^L = 1{,}0$ environ et augmente quand l'épaisseur décroît. Dans le cas c, il augmente avec l'épaisseur à partir de la valeur zéro. Il ne semble pas indiqué de comparer l'absorption dans l'air à celle dans un milieu dense. Au contraire, à partir des inclinaisons initiales γ_N et γ_L^0, on calcule une vie moyenne du mésotron égale à $(1{,}5 \pm 0{,}7) \cdot 10^{-6}$ sec. — E. Darmois.

Études sur les gerbes de rayons cosmiques. I; Daudin J. (*Ann. Physique*, 1943, **18**, 145-166). — L'auteur expose des calculs théoriques et des expériences relatives aux gerbes en cascades, qui se développent dans l'atmosphère. En s'appuyant sur la théorie des cascades, il a calculé le spectre d'énergie des électrons et des photons qui composent les grandes gerbes de l'air, aussi bien au-dessous qu'au-dessus de l'énergie critique. La théorie des cascades exige la présence d'un nombre considérable de photons vers 10^7 — 10^8 électrons-volts. Il expose les modifications légères apportées aux appareils classiques compteurs et chambre de Wilson construits par Maze et P. Ehrenfest. Dans divers cas particuliers, les fluctuations du nombre de coïncidences enregistrées dans le temps ont été analysées : elles suivent bien les lois classiques de Poisson. L'étude des caractères d'une statistique d'observations présente de l'intérêt à divers points de vue tant expérimentaux que théoriques.

Rayons cosmiques durs et mous dans les orages magnétiques; Kolhörster W. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 48). — Le 1er mars 1941 a eu lieu un orage magnétique très fort; on a enregistré pendant 16 h, à Dahlem, le comportement des rayons cosmiques. On peut déjà dire que la composante molle du rayonnement n'a subi aucune variation du fait de l'orage magnétique. Elle provient donc de photons ou de particules d'énergie extrêmement grande puisqu'elle devrait autrement refléter les variations du rayonnement primaire qui lui donne naissance. La composante dure, au contraire, est sensible à l'orage; comme elle est attribuée actuellement aux mésons, que ceux-ci prennent naissance à 10-30 km de la surface terrestre et qu'ils sont insensibles au magnétisme terrestre, les variations observées permettront de remonter à la cause primaire, sensible aux orages magnétiques dans le voisinage de l'orbite terrestre.

E. Darmois.

Études sur les gerbes de rayons cosmiques. II; Daudin J. (*Ann. Physique*, 1943, **18**, 217-257). — L'auteur décrit plusieurs expériences portant sur les grandes gerbes de l'air. Le rayonnement électromagnétique est mis en évidence grâce à une méthode nouvelle. L'étude de répartition des rayons en surface a été faite tant avec les compteurs qu'avec la chambre de Wilson. La prépondérance numérique des électrons de faible énergie explique que la répartition des rayons soit presque partout une répartition statistique normale, sauf au voisinage des concentrations électroniques de grande énergie. Les anomalies de l'effet barométrique, du pouvoir pénétrant dans le plomb, de la variation de la densité avec l'altitude conduisent à suspecter fortement la validité du schéma des cascades pour les très grandes énergies. Le quatrième chapitre a pour objet les phénomènes d'accompagnement du rayonnement pénétrant. Les gerbes de l'air comprenant des particules pénétrantes sont composées pour une partie de concentrations électroniques de grande énergie, qui semblent obéir à la théorie des cascades jusqu'à une pénétration de 10 à 15 cm de plomb et pour une autre partie d'un rayonnement rare et mou accompagnant les mésons. L'étude des chocs simultanés entre compteurs sous plomb a révélé des caractéristiques anormales. Toute une série d'expériences ont conduit M. P. Auger et l'auteur à formuler une interprétation nouvelle : la création multiple de corpuscules pénétrants de grande divergence.

L'importance de la diffusion ionique pour la production de l'ionosphère; Bagge E. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 163-167). — La théorie de l'ionosphère de Chapman (1931) conduit à des densités ioniques proportionnelles à la racine carrée de la densité des atomes ionisés, si bien que la densité des ions peut surpasser celle des atomes à pression assez basse. Chapman a supposé que le nombre des ions produits à un instant donné est proportionnel à la quantité initiale d'atomes présents; cela n'est exact qu'au

début; des théories postérieures, calquant celle de Saha, tiennent compte du fait que les atomes ionisés ne sont plus ionisables; il ne peut y avoir plus d'ions que d'atomes. Chapman suppose, de plus, que les ions se recombinent à l'endroit même où ils se sont formés, cette hypothèse conduit à des concentrations 10^3 à 10^6 fois plus élevées qu'en réalité. L'auteur montre que la diffusion des ions joue un grand rôle; il établit l'équation différentielle de cette diffusion dans la haute atmosphère et il trouve que la densité des ions est proportionnelle à celle des atomes. De plus, le facteur numérique 10^3 à 10^6 est retrouvé.

E. Darmois.

Moyennes des fréquences critiques et hauteurs virtuelles de l'ionosphère observées au National Bureau of Standards, Washington, d'octobre à décembre 1939 (*Terr. Magn. Atm. Elect.*, 1940, **45**, 98).

Variation locale du gradient de potentiel de l'atmosphère à Taihoku, Formose, Japon; Ogasahara (*Terr. Magn. Atm. Elect.*, 1940, **45**, 53). — Cette étude a été entreprise dans le but de rechercher l'influence des facteurs météorologiques sur le gradient de potentiel et de caractériser les masses d'air du point de vue électrique. Les appareils étaient installés à Taihoku (25°01'N, 121°31'44"E, alt. 10,4 m), à 4 km de la ville. L'auteur insiste sur les difficultés d'isolement dans ces climats : araignées, humidité, etc. Les vérifications étaient faites une fois tous les 15 jours. Dans l'étude statistique, on n'a pas fait entrer les journées de variation anormale dues à la pluie et aux orages. On donne les moyennes annuelles et saisonnières calculées heure par heure. Dans l'ensemble, ces valeurs sont faibles. La variation diurne présente une oscillation simple maximum à 9 h, minimum à minuit, mais de forme non sinusoïdale. La variation annuelle présente 2 maxima et 2 minima; l'auteur attribue ce fait à la mousson. Diverses hypothèses sont invoquées pour expliquer la faible valeur du gradient. — Mme E. Vassy.

Remarques sur l'article du Professeur Ogal sahara sur les mesures du gradient de potentie. à Taihoku; Torreson O. W. (*Terr. Magn. Atm-Elect.*, 1940, **45**, 69). — Remarques sur le précédent article. L'auteur demande des vérifications précises de l'isolement, très difficile à maintenir dans ces latitudes, et une confirmation des résultats avant d'envisager une théorie pour les expliquer.

Mme E. Vassy.

Mesures de l'ionisation de la région F_2 en Nouvelle-Zélande; White F. W. G., Banwell C. J. et Peddie G. A. (*Terr. Magn. Atm. Elect.*, 1940, **45**, 37). — Deux groupes d'appareils étaient installés à Christchurch (43°32'S, 172°37'E), et Wellington (41°18'S, 174°46'E).

On utilisait la méthode des échos. La fréquence critique est mesurée chaque jour de 9 h à 18 h, toutes les heures, complétée pour quelques jours par des observations de nuit, d'octobre 1937 à avril 1939. La variation diurne change beaucoup avec la saison. En été (décembre), la fréquence critique varie très peu, au cours des heures de jour. On n'a observé nettement l'effet décrit par Appleton (maximum le matin et l'après-midi) que pour le 21 décembre 1937.

La variation annuelle de la valeur de midi est donnée sous deux formes :

1° moyennes mensuelles;

2° valeurs journalières.

Les moyennes mensuelles indiquent deux minima en été et en hiver; on observe un maximum très aigu en avril, un autre moins important d'août à octobre. Cependant, les valeurs journalières présentent de gros écarts d'un jour à l'autre, l'amplitude de la variation est un peu moins marquée à Christchurch qu'à Wellington. On a trouvé des écarts de la variation journalière entre ces deux stations; ils ne peuvent s'expliquer par l'activité magnétique; un autre phénomène doit être envisagé. — Mme E. Vassy.

L'ionosphère à Watheroo, Australie occidentale. de juillet à septembre 1939; Parkinson W. C, et Prior L. S. (*Terr. Magn. Atm. Elect.*, 1940, **45** 45). — Moyennes horaires de la hauteur et de la fréquence critique des couches E, F_1 et F_2 et aussi de la fréquence minimum enregistrée.

Mme E. Vassy.

L'ionosphère à Huancayo, Pérou, de juillet à septembre 1939; Wells H. W. (*Terr. Magn. Atm. Elect.*, 1940, **45**, 49). — Moyennes horaires des hauteurs virtuelles et fréquences critiques des couches E, F_1 et F_2 et de la fréquence minimum enregistrée.

Mme E. Vassy.

Sur l'existence d'une composante bisannuelle de l'ionisation de la couche F_2; Eckersley T. L. (*Terr. Magn. Atm. Elect.*, 1940, **45**, 25). — On sait que l'ionisation de la couche F_2, à l'inverse des couches E et F_1, ne suit pas, même de très loin, la variation indiquée par la théorie de Chapman. On avait cherché à introduire, dans la théorie, la dilatation produite par le réchauffement de l'atmosphère; mais l'analyse, due à Berkner et Wells, de la variation de la densité ionique de midi au cours de l'année a montré que cet effet ne suffisait pas à expliquer l'allure des courbes; en particulier, on ne trouve pas de fluctuations saisonnières en opposition pour les deux hémisphères; on avait conclu à l'existence d'une composante annuelle, en phase pour les deux hémisphères, et qui ne varierait pas avec le cycle solaire. L'auteur ayant remarqué que le maximum de cette composante annuelle est dédoublé, a pensé qu'il s'y superposait une composante bisannuelle. Par une élégante méthode graphique, la composante annuelle est éliminée; son amplitude ne semble pas varier avec le cycle solaire, le maximum est au solstice d'hiver, le minimum au solstice d'été; elle serait d'origine galactique. Reste alors une composante bisannuelle dont les maxima sont aux équinoxes et qui varie avec le cycle solaire, étant proportionnelle au nombre de taches. Rapprochant cette variation de celle de l'activité magnétique, on y voit l'influence de l'écart angulaire des rayons solaires, passant par le centre de la Terre et par la position moyenne des taches. Suggestions de recherches futures. — Mme E. Vassy.

Résumé des travaux sur le magnétisme terrestre et l'électricité atmosphérique en U.R.S.S. de 1936 à 1939; LAZAREV P. P., LEUSCHIN N. I., NIKOLSKY N. N., PUSHKOV N. V. et TRUBYATCHINSKY N. N. (*Terr. Magn. Atm. Elect.*, 1940, **45**, 71).

Sur les variations du caractère magnétique à l'observatoire de Dombas; WASSERFALL K. F. (*Terr. Magn. Atm. Elect.*, 1940, **45**, 1). — Dans cet observatoire, le caractère magnétique est basé sur les variations de la déclinaison; on mesure, pour chaque heure, l'écart avec la valeur correspondant à des jours calmes et l'on en fait la somme. On a étudié deux périodes de 11 ans, 1917-1927 et 1928-1938. On trace d'abord graphiquement la variation annuelle moyenne et l'on montre le bon accord avec la variation du caractère magnétique international. L'accord est moins bon pour les variations individuelles. On compare enfin cette variation annuelle avec la variation des taches solaires, cette dernière courbe étant décalée de deux ans, et l'on note le bon accord des deux courbes ainsi obtenues; on ne peut pas proposer d'explication pour ce décalage de deux ans.

Mme E. VASSY.

ASTROPHYSIQUE.

Aurores et taches solaires; CLAYTON H. H. (*Terr. Magn. Atm. Elect.*, 1940, **45**, 13). — Le matériel étudié comprend les enregistrements effectués pendant 55 ans, de 1885 à 1939, dans un observatoire météorologique voisin de Boston. Les aurores sont classées par intensité en trois groupes 0, 1 et 2; on n'a conservé que les types 1 et 2, les plus faibles ne pouvant se distinguer de la lumière diffusée par la ville de Boston; aussi le matériel est-il peu abondant. Groupées d'abord par mois, on a trouvé deux maxima (en mars et septembre) et deux minima (en juin et novembre). Groupées par années, on a trouvé un maximum d'aurores un an après le maximum des taches. On compare ensuite les nombres de taches dans une aire centrale du Soleil dans les jours suivant et précédant une aurore : on observe un maximum de taches un jour avant l'aurore. On a noté également l'influence de la surface de la tache. Tous ces résultats paraissent peu nets, mais confirment néanmoins les résultats déjà connus. — Mme E. VASSY.

Lumière du ciel nocturne et ionisation nocturne de la couche E; BRADBURY W. E. et SUMERLIN W. T. (*Terr. Magn. Atm. Elect.*, 1940, **45**, 19). — Important article et résultats très intéressants. On sait que l'ionisation de la couche *E* pendant le jour est en très bon accord avec la théorie de S. Chapman; on en déduit que la plus grande part de l'ionisation diurne est due à l'ultraviolet solaire absorbé par la haute atmosphère. Cet accord est loin d'être observé la nuit. Au lieu d'une lente décroissance, depuis le soir jusqu'à l'aube suivante, on note une ionisation sporadique avec un minimum mal défini vers minuit. Les auteurs ont cherché s'il existait des relations entre cette ionisation nocturne et la lumière du ciel nocturne.

L'intensité de la lumière du ciel nocturne est mesurée à l'Observatoire Lick par la méthode de Grandmontagne : on enregistre, avec un électromètre, le courant d'une cellule exposée au rayonnement du ciel; on a employé deux cellules, mais non simultanément, une au potassium hydruré sensible vers 4 500 Å, l'autre au césium pour le rouge et l'infrarouge. On enregistrait, entre 20 h 30 et 3 h 30, les nuits sans lune. L'appareil est maintenu à température constante, précaution utile pour ce genre de travail; le courant d'obscurité est enregistré une fois par heure. L'ionosphère est explorée sur longueur d'onde fixe (2138 mégacycles) toutes les 8 min, au moyen d'un enregistreur permettant de connaître la présence ou l'absence des couches *E* ou *F*, installé en Californie. Les mesures ont eu lieu de juin à août 1939; les nuits pures ont, seules, été conservées au dépouillement.

Les résultats obtenus ont été utilisés sans aucune correction pour la lumière zodiacale ou les étoiles, car on admet qu'elles fournissent une intensité constante grâce au dispositif employé. L'intensité, pour le bleu, croît au début de la nuit, passe par un maximum aplati vers 1 h, puis décroît légèrement. Pour le rouge, l'intensité décroît continuellement, de 22 h à l'aube. Les auteurs suggèrent que les désaccords avec d'autres auteurs peuvent tenir à des différences de latitude ou de saison. Pris individuellement, les enregistrements pour la région bleue montrent une variation régulière, les rouges des fluctuations désordonnées et de gros écarts d'une nuit à l'autre.

Aucune relation directe n'a été observée avec les enregistrements ionosphériques. Les auteurs font cependant observer que si l'ionisation est sporadique, il faudrait étudier la lumière émise dans un angle solide beaucoup plus petit pour pouvoir conclure avec certitude. — Mme E. VASSY.

IX. — HISTORIQUE. ENSEIGNEMENT. LABORATOIRES.

Sur les concepts formés avec le mot « mole »; POHL W. R. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 531-533). — L'auteur reprend ses remarques. Elles tiennent en ces conclusions. Tous les concepts physiques dérivés doivent être définis par des équations. Ces relations ne doivent contenir aucune unité spéciale comme seconde, gramme, etc. Sinon on obtient des définitions subordonnées et superflues; l'auteur en donne plusieurs exemples. Quand les auteurs emploient comme mole le nombre abstrait 6.10^{23}, ils se trompent; ils emploient le mot mole en même temps dans deux sens : 1° mole = (*M*) grammes (*M*, poids moléculaire); 2° mole = $L = 6.10^{23}$, nombre de Loschmidt. L'équation correcte est $(M)\,g = 6.10^{23}$ masses moléculaires *m*.

E. DARMOIS.

La position clef de la Physique vis-à-vis des sciences naturelles, de la technique et de l'équipement; RAMSAUER C. (*Naturwiss.*, 1943, **31**, 285-288). — Article montrant la place prépondérante de la Physique parmi les autres disciplines scientifiques. Schéma illustrant cette opinion : la Physique générale, placée au centre, rayonne vers la chimie, l'électrotechnique, l'électroacoustique, la technique du froid et vers des techniques diverses (guerre, contrôles, médecine, etc.). Liste des cours et travaux pratiques de l'École Technique supérieure de Berlin pour 1939-1940 classés suivant leur rattachement, plus ou moins étroit, à la Physique. On constate que le nombre des cours de Physique pure ne se monte qu'à 4,4 pour 100 du total; mais le nombre des cours ayant trait à des sujets ayant quelque rapport avec la Physique atteint 50 pour 100. Le restant comprend des matières telles que la construction des machines, etc., qui se servent des principes de la physique générale. L'auteur estime qu'on commet une grosse erreur quand on considère la Physique comme une science particulière au lieu de la placer comme clef de toutes les autres.

B. VODAR.

Une pompe de laboratoire pour de petites quantités de liquide; ROLLETT A. (*Z. phys. Chem.*, 1942, **191 A**, 251-252). — L'organe efficace est un tube de caoutchouc à vide (diamètre interne, 3,5 mm); il est compris entre deux soupapes à bille; un excentrique permet de le comprimer et de le décomprimer. La pompe débite de 60 à 200 cm³ à l'heure contre une pression faible et variable. L'appareil remplace avantageusement un robinet. — E. DARMOIS.

Technique moderne des vides poussés; BROSTÖM K. J. (*Fys. Tidss.*, 1941, **39**, 91-108). — La technique du vide a, dans ces dernières années, pour de nombreux appareils, cyclotrons, etc., de nouvelles caractéristiques : grande vitesse de pompage, robustesse et sécurité de fonctionnement du système, vide pas extrêmement poussé, marche plus économique. L'article décrit la pompe de Gaède, la trompe à eau, les pompes à diffusion moléculaire, à mercure et à huile, pompe Embree et pompe Hickman, les manomètres (manomètre de McLeod, fil chaud, Knudsen, ionisation). — H. TSCHERNING.

Sur une pompe à diffusion d'huile à grande vitesse de pompage et grand domaine d'action; JAECKEL R. et SCHRÖDER H. J. (*Z. techn. Phys.*, 1943, **24**, 69-72). — Il y a une dizaine d'années, la célèbre pompe de Gaède-Keesom, utilisée pour les essais de solidification de l'hélium liquide paraissait avoir un débit extraordinairement élevé (300 l/sec); actuellement, les pompes commerciales ont un débit de 60 à 120 l/sec; mais le volume des installations à vide (cloches à métallisation, etc.) a beaucoup augmenté. Le présent article décrit une pompe dont le débit moyen est de 1 500 l/sec. Sa forme a été spécialement étudiée de manière à réduire les pertes de chaleur, augmentant ainsi la vitesse tout en gardant à la consommation d'énergie une valeur relativement faible (1 300 W); dans ce but, l'ajutage de diffusion a la forme de tuyère de Laval, donnant aux molécules de l'huile des vitesses supersoniques; on obtient ainsi, avec une surface de diffusion de 400 cm² seulement, une vitesse de pompage considérable. On a choisi un diamètre de 40 cm pour l'ouverture conduisant au récipient à vider et pour la canalisation allant vers une pompe à vapeur d'huile débitant 150 l/sec (modèle T de Leybold) fonctionnant à cette occasion comme pompe primaire. A la suite de cette dernière pompe, on a placé une pompe à diffusion de mercure modèle M qui est capable de véhiculer des masses élevées de gaz. Comme pompe primaire véritable, on utilise une pompe mécanique d'un débit de 10 m³/h et du modèle nouveau évitant les condensations des gaz peu volatils (Gasballastpumpe). On obtient ainsi, pour la grosse pompe finale, une vitesse qui est la moitié de la vitesse théorique correspondant à la section de diffusion de 400 cm². La vitesse est de 2 400 l/sec vers 10^{-4} Torr et de 1 000 l/sec vers 6.10^{-4} Torr. D'autres combinaisons de pompes primaires ont été essayées avec moins de succès. — B. VODAR.

X. — REVUE DES LIVRES.

Géophysique pratique; MEISSER O. (1 vol. 16 × 24 cm, 368 p., Th. Steinkopff, Dresde, 1943, 36/37, 50 R. M.) — Dans cet ouvrage se trouvent passées en revue, en 368 pages, toutes les branches de la géophysique. Il suffit pour donner une idée de l'étendue considérable des connaissances réunies dans ce volume, de dire qu'on y étudie d'abord le globe au point de vue géométrique, puis on passe à la pesanteur et à toutes les applications de la gravimétrie. C'est ensuite le tour du magnétisme terrestre, puis celui de la séismologie. Les propriétés physiques du globe sont envisagées ensuite dans les domaines de l'électricité, de la chaleur et de la radioactivité.

Après quatorze chapitres consacrés à cette étude, il en vient un quinzième et dernier, consacré à la structure de l'atmosphère. Son introduction crée un déséquilibre et il aurait été préférable, à mon avis, soit de le supprimer, soit de donner à l'atmosphère la part importante qui lui revient, que l'on se place au point de vue théorique ou au point de vue des applications.

A la lecture de l'ouvrage, on se rend compte en effet que l'auteur a eu le souci d'exposer non seulement les fondements théoriques des diverses questions, mais qu'il a donné un développement très complet à la technique instrumentale et aux applications; le titre de l'ouvrage est ainsi parfaitement justifié.

Il faut remarquer aussi, dans la rédaction, une concision que l'on rencontre rarement chez les auteurs de langue allemande. Aussi la lecture du livre nous est-elle grandement facilitée. Il n'est pas douteux que, étant donnée la masse considérable de matière ainsi condensée en un seul volume, et du fait qu'il est au courant des développements modernes de la

géophysique, ce précis doit rendre de nombreux services, que ce soit pour l'enseignement, la recherche ou la pratique. — E. Vassy.

Introduction à la physique de l'atmosphère II (Aérodynamique météorologique); Raethjen P. (1 vol. 23 × 16 cm, 257 p., 57 fig., B. G. Teubner, Leipzig und Berlin, 1942). — Après la « Météorologie dynamique » de F. M. Exner [1], le livre plus moderne de H. Koschmieder « Météorologie dynamique » [2], et l'ouvrage important de V. Bjerknes et ses collaborateurs « Hydrodynamique physique » [3] vient de paraître, « l'Aérodynamique météorologique » de P. Raethjen consacré au même sujet. En effet, le nouveau terme « Aérodynamique météorologique » est imaginé par l'auteur pour désigner l'ensemble des problèmes appelé généralement « Météorologie dynamique »; ce nouveau terme ne semble d'ailleurs pas être beaucoup plus heureux que l'ancien. Ce qui est vraiment nouveau dans ce livre, et ce qui constitue son intérêt particulier c'est l'exposé clair, net et ordonné, du sujet, exposé excellent au point de vue didactique. Le premier chapitre traite de la cinématique et de la dynamique à petite échelle (Kinematik und kleinräumige dynamique). On rappelle ici les principes fondamentaux de l'hydrodynamique, la notion de gradient, l'équation de Bernoulli, les notions de source et de puits, la turbulence et la théorie d'échange (Austausch) dans le sens de W. Schmidt. La distinction entre la pression statique et la pression dynamique est particulièrement bien soulignée, ce qui est important étant donné le grand rôle que commence à jouer cette dernière dans les études météorologiques sur les courants aux obstacles (vol à voile).

Le second chapitre est consacré à la météorologie dynamique à grande échelle (Grossräumige Aerodynamik); on y étudie les mouvements atmosphériques à l'échelle synoptique, soumis à la force de Coriolis. Voici la liste des paragraphes : moment de rotation et cercle d'inertie, force de Coriolis, couche de frottement au sol, équilibre des courants dans l'atmosphère libre, masses d'air et fronts, stabilité et instabilité du champ géostrophique, accélération de la circulation.

On voit que toutes les questions importantes sont examinées.

Notons encore le soin avec lequel l'auteur distingue toujours les résultats d'observations et les raisonnements purement théoriques. Sa manière d'introduire ce qu'on peut appeler des « expériences mentales » est très instructive. Non moins heureuse est l'idée de proposer des problèmes numériques très vivants et très actuels pour l'application des formules; les solutions des problèmes sont données à la fin du livre.

On a trouvé utile d'introduire et de discuter une nouvelle notion de l'instabilité du champ de vent géostrophique. Le problème est intéressant, mais ne représente que des vues personnelles de l'auteur.

Le classement général de la matière de l'ouvrage en deux chapitres indiqué ci-dessus, est déjà l'indice de l'importance que l'auteur attribue à la notion de l'étage de perturbation, notion dont l'importance a été soulignée par l'école française (Ph. Wehrle et ses collaborateurs).

Le livre de P. Raethjen est assuré d'un bon accueil chez les météorologistes débutants dont la tâche sera facilitée par l'habileté pédagogique de l'auteur. Quant aux vétérans de la Météorologie dynamique, ils y trouveront, eux aussi, d'agréables surprises.

V. Mironovitch.

(1) F. M. Exner, *Dynamische Méterologie*, II Auflage, Wien, J. Springer, 1925.

(2) H. Koschmieder, *Dynamische Meteorologie*, Leipzig, Akademische Verlagsges.

(3) V. Bjernes, J. Bjernes, H. Solberg et T. Bergeron, *Hydrodynamique physique* (*Les Presses universitaires de France*, Paris, 1934).

Fondements d'une théorie de l'hystérésis ferromagnétique et de la force coercitive; Kersten M. (1 vol. 22 × 15 cm, VIII + 88 p., Hirzel-Leipzig, 1943, 4,80 R. M.). — Les définitions concernant l'hystérésis sont rappelées; en particulier le champ coercitif est envisagé comme celui pour lequel l'aimantation, et non l'induction, est nulle. La notion de courants particulaires (Ampère), puis d'aimants élémentaires (Weber), exigeait celle de forces directrices. Weiss (1908) introduit l'aimantation spontanée que Heisenberg (1928) relie à la mécanique quantique; les moments élémentaires, spins électroniques, sont dirigés parallèlement entre eux, à l'intérieur des domaines de Weiss, par les forces d'échange quantiques. Les expériences de Barkhausen (1919) démontrent l'existence de discontinuités dans l'aimantation, renversements se produisant dans des domaines de l'ordre de 10^{-9} cm³, coïncidant pratiquement avec ceux de Weiss. L'historique rappelle ensuite les recherches de Forrer (1926) et Preisach (1929), qui obtiennent par déformations mécaniques des cycles d'hystérésis rectangulaires, dont le côté parallèle à l'axe des $\mathcal{J}$ consiste en un saut unique de Barkhausen. Le champ coercitif C. C. se présente ainsi comme la valeur moyenne des champs qui amènent les sauts de Barkhausen. Des recherches variées ont montré qu'il dépendait de la nature et de la grosseur des inclusions étrangères, sa valeur ne changeant pas dans le domaine de la solution solide, mais variant dès que la limite de solubilité est atteinte; Kussmann et Scharnow (1929) introduisent l'hypothèse de l'influence des tensions internes sur le C. C., tensions provoquées par la déformation plastique ou autrement. Köster (1930) pense qu'en outre des tensions, existe un effet des hétérogénéités. L'auteur montrera que ce deuxième effet est nettement différent de celui des tensions. Dès 1930, Becker donne une théorie de l'hystérésis où un réseau cubique dipolaire perd sa symétrie par les déformations élastiques; la théorie donne pour la première fois des ordres de grandeur du C. C. d'aimants permanents; elle n'explique cependant pas les cycles rectangulaires. Sixtus et Tonks (1931) établissent que les sauts de Barkhausen se propagent avec une vitesse mesurable, à partir de noyaux naturels ou artificiels. Entre les régions déjà transformées et celles conservant l'aimantation de cette paroi, il exige un champ minimum H_0.

Après ce court historique, l'auteur définit les conditions auxquelles doit satisfaire une théorie de

l'hystérésis. Le travail d'hystérésis $U_h = \int H \,d\mathcal{J}$ est égal à $4H_c\mathcal{J}_s$ pour un cycle rectangulaire. H_c dépend nettement des impuretés, $\mathcal{J}_s$ pratiquement pas. La théorie cherche à mettre U_h sous la forme $cH_c\mathcal{J}_s$, où c est un facteur compris entre 2 et 5, H_c étant évalué en œrsted et $\mathcal{J}_s$ en unités E. M. (4π gauss); U_h est alors évalué en ergs/cm³. Il s'agira alors simplement d'expliciter H_c en fonction de certaines déformations du réseau et d'un petit nombre de « constantes de perturbation ».

Le Chapitre suivant donne l'état actuel de la théorie des tensions, ou plutôt ce qu'il est nécessaire d'en savoir pour comprendre la nouvelle théorie de l'auteur. On traite d'abord le cas d'une « paroi à 180° » séparant deux domaines à spins antiparallèles; on rappelle les formules qui donnent l'épaisseur δ et l'énergie γ par centimètre carré de la paroi, en fonction de la tension σ, des énergies d'échange et cristalline, de la magnéto-striction à saturation λ_s. δ et γ sont respectivement de l'ordre de 15 à 1500.10^{-7} cm et de 0,1 à 10 erg/cm².

Les formules se simplifiant dans le cas où l'énergie de tension $\frac{3}{2}\lambda_s.\sigma$ est négligeable vis-à-vis de l'énergie cristalline K; les formules ne s'appliquent que pour $bK \ll \frac{3}{2}\lambda_s\sigma$; le cas $bK > \frac{3}{2}\lambda_s\sigma$, important en pratique, n'a pas été traité entièrement. En évitant une définition précise de δ, on emploiera les formules dans tous les cas.

On traite ensuite la question : comment relier numériquement H_0 avec certaines propriétés de la substance ? L'auteur a réussi à montrer que le facteur important pour H_0 est la variation de δ avec l'emplacement; on aurait

$$H_0 = \frac{3}{4}\frac{\lambda_s\delta}{\mathcal{J}_s}\left(\frac{d\sigma}{dx}\right)_{\max}, \qquad (1)$$

du moins dans le cas où la « longueur d'onde » $\frac{l}{\delta}$ des variations de σ est supérieure à δ. Des formules du même type introduisant le rapport $\frac{l}{\delta}$ donnent H_0, pour le cycle rectangulaire, en fonction de $\mathcal{J}_s$, λ_s, δ; finalement on peut adopter

$$H_0 = \frac{2}{3}\frac{\lambda_\sigma\Delta_\sigma}{\mathcal{J}_s}p, \qquad \text{avec } p = \frac{2\frac{\delta}{l}}{1+2\left(\frac{\delta}{l}\right)^2}, \qquad (2)$$

valable sauf pour δ voisin de l. Un exemple est traité numériquement à l'aide de résultats personnels; il correspond à $H_0 = 12\,p$, $\delta = 0,5.10^{-5}$ et l voisin de $20\,\delta = 10^{-4}$ cm; cette distance l coïncide convenablement avec celle des lacunes du réseau, déduite de la déformation plastique. Ces résultats, déduits de l'étude du cycle rectangulaire, sont étendus à la théorie du C. C. en général, pour lequel (2) serait valable avec le facteur 1.

De nouveau, on applique la formule $H_c = p\frac{\lambda_s\sigma_i}{\mathcal{J}_s}$, où σ_i est une moyenne, au calcul du C. C. dans quelques cas expérimentaux, en particulier au nickel et ses alliages. La théorie des tensions explique convenablement les valeurs du C. C. mesurées pour certains matériaux; elle est en défaut pour les hauts C. C. des aimants permanents, également pour les tôles à dynamos. C'est pourquoi l'auteur a été amené à proposer une nouvelle théorie.

On y admet un effet immédiat des hétérogénéités, créés intentionnellement dans certains cas, et qui se présentent comme des irrégularités du réseau qui s'opposent au déplacement de la paroi. Le calcul est fait dans le cas de particules étrangères sphériques ou cubiques. On obtient la formule

$$H_0 = 1,7\frac{\frac{3}{2}\lambda_s\sigma + bk}{\mathcal{J}_s}pa^{\frac{2}{3}}, \qquad (3)$$

où p a la même signification que plus haut (l diamètre des particules); a est la fraction de volume occupée par les impuretés.

Pour le C. C., même formule avec facteur 2,5. Formules analogues pour des impuretés de forme allongée. La quantité a peut être déduite de la proportion en poids de l'impureté. On indique ensuite comment soumettre les formules obtenues à une vérification expérimentale; on se limite au cas $\frac{3}{2}\lambda_s\sigma \ll bK$.

Sont ainsi étudiés les fers avec diverses additions (C, P, Mo, W, N, etc.), avec détails sur chacun des cas particuliers (Fe-Cu, Fe-C, Fe-N, etc.). Comme la théorie des tensions n'explique pas les C. C. des bons aimants (il faut admettre des σ de 1000 kg/mm²), on insiste sur ce cas pour le test de la nouvelle théorie. La valeur de K pour le cobalt est dans les environs de 500.10^4 ergs/cm³; avec $\mathcal{J}_s$ voisin de 1000 U.E.M., un a voisin de 0,4 et un diamètre de l'ordre de δ, on trouve $(H_c)_{\max}$ voisin de 5000 Œrsted, c'est-à-dire l'ordre de grandeur correct. La nouvelle théorie donne également une explication simple de l'effet de la température sur le C. C.; on calcule $H_c(T)$ en fonction de $\mathcal{J}_s(T)$ et des constantes d'anisotropie K_1 et K_2 pour le fer; bon accord avec les mesures de Kühlewein (1932) et Gans (1915). Les possibilités d'extension et de vérification de la théorie sont indiquées. — E. Darmois.

Pour comprendre le calcul vectoriel; Breton J. (1 vol. 17 × 11 cm, 176 p., G. Doin, Paris, 1943, 53 fr). — L'auteur de ce nouvel ouvrage s'est appliqué à présenter une explication claire et précise des opérations les plus simples du calcul vectoriel : somme géométrique, produit scalaire, produit vectoriel, produit mixte, et de leurs applications à la géométrie, à la mécanique, à la physique. Une étude des vecteurs glissants complète heureusement cet ensemble. Ce livre d'où toute difficulté inutile a été soigneusement écartée, s'adresse particulièrement aux lecteurs qui ont étudié les mathématiques lorsque l'usage des vecteurs n'était pas encore répandu et aux plus jeunes étudiants qui désirent s'initier à leur emploi.

Pour comprendre l'électricité; Boutaric A. (1 vol. 17 × 11 cm, 260 p., G. Doin, Paris, 1943, 62 fr). — Après une brève description des phénomènes fondamentaux d'électrisation, l'auteur aborde

les notions capitales de potentiel et de capacité; dont il dégage d'une manière simple la signification précise. Puis il décrit les condensateurs qui interviennent dans tant d'applications électriques et les générateurs électrostatiques qui, après avoir été longtemps délaissés, ont pris ces dernières années une grande importance en raison de leur emploi dans les recherches de radio-activité artificielle.

Les chapitres suivants sont consacrés aux diverses propriétés des courants électriques : actions chimiques, calorifiques, magnétiques. Les applications relatives à ces diverses actions sont signalées comme elles le méritent. L'auteur analyse ensuite d'une manière fort simple les lois de l'électromagnétisme et de l'induction électromagnétique, puis il donne le principe des dynamos à courant continu et à courant alternatif qui ont permis de résoudre ce grand problème du transport de la force motrice à distance, l'une des plus belles conquêtes de notre temps. Chemin faisant, et presque sans s'en apercevoir, les lecteurs se familiariseront avec les théories modernes de l'électricité et se rendront compte du rôle que jouent, dans les phénomènes électriques, ces corpuscules ou grains élémentaires d'électricité que constituent les électrons.

Durée de vie de la raie de résonance d'intercombinaison du zinc. Mesure dans le jet atomique; Bruck H. (1 vol. 24 × 16 cm, 48 p., Masson, Paris 1943).
— En vue de mesures de durées de vie optiques, un appareil à jets atomiques a été construit. Le jet est excité par chocs d'électrons de vitesse déterminée dans un petit domaine nettement délimité. La courbe théorique de luminosité décroissante suivant la direction de propagation du jet a été calculée en fonction de la durée de vie optique moyenne. Le calcul tient compte de la variation de la densité dans le jet. Une appréciation de la précision du calcul a été faite. Un certain nombre des valeurs de la luminosité a été calculé numériquement, permettant de tracer la courbe jusqu'à 2,6 pour 100 de l'intensité initiale. Par photographie photométrique, la courbe expérimentale de décroissance de la luminosité de la raie de résonance d'intercombinaison du zinc

$$\lambda = 3076 \text{ Å} (4\,^1S^0 - 4\,^3P_1)$$

a été mesurée dans le jet sur une longueur de plus de 2 cm; intervalle à l'intérieur duquel l'intensité tombe à 15 pour 100 de sa valeur initiale. Dans un domaine restreint, l'influence de la courbe expérimentale d'un champ magnétique, de la densité atomique et des conditions d'excitation a été étudiée. La courbe expérimentale a été comparée à la courbe théorique. De cette comparaison résultent une vérification de la loi exponentielle de décroissance du rayonnement atomique ainsi que de la valeur de la durée de vue moyenne τ de l'état 4^3P_1 du zinc. On trouve $\tau = 3{,}0 . 10^{-5}$ sec $\pm$ 5 pour 100.

L'auteur indique en outre deux résultats accessoires. La vitesse de pompage d'une pompe à diffusion à huile à un étage a été étudiée en fonction de la forme de la base d'effusion de la pompe, de la pression d'équilibre et de la puissance de chauffage. De plus, quelques mesures photométriques sont communiquées concernant la loi de Talbot pour la plaque photographique.

Sur le comportement dans l'atmosphère des mésons, particules composant la partie pénétrante des rayons cosmiques; Fréon A. (1 vol. 24 W 16 cm, 53 p. Masson, Paris, 1943). — Les chiffres que l'auteur a trouvé pour l'altitude de formation des mésons montrent qu'elle est notablement plus basse que celle admise jusqu'ici, surtout qu'ils définissent une altitude *moyenne*, le phénomène se poursuivant à des altitudes inférieures à celles-ci. L'hypothèse de masses multiples du méson n'est pas infirmée, mais elle ne paraît pas nécessaire pour expliquer les différentes valeurs de τ_0 trouvées par les divers expérimentateurs. Il semble qu'à l'heure actuelle on doive rechercher la cause de tels écarts dans des effets de diffusion des erreurs, ou des gerbes, ainsi que dans des variations de la hauteur de production avec l'énergie. Bien que les mesures de la masse du méson soient assez dispersées elles ne semblent pas actuellement assez précises pour que l'on ait par ailleurs la preuve directe de masses multiples ou variables du méson. Malgré des erreurs probables importantes, il semble que la hauteur de production du rayonnement croisse avec son énergie; la méthode des points correspondants indiquée ici; reprise à la lumière de ce travail, en étudiant de plus près en particulier l'effet de diffusion des écrans, doit permettre, jointe à de nouvelles mesures directes de τ_0, de déterminer avec précision la hauteur de formation du rayonnement en fonction de l'énergie, résultats qui permettront d'obtenir des renseignements sur le ou les mécanismes possibles de production des mésons.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANCAISE DE PHYSIQUE

SÉANCE DU 18 FÉVRIER 1944.

Présidence de M. Jean CABANNES.

Aucune observation n'étant présentée à propos des communications faites le 21 janvier, le procès-verbal est adopté.

M. le PRÉSIDENT a le regret de faire part du décès de M. J.-B. POMEY, Inspecteur général des P. T. T. en retraite, et de M. REUFFLET, Professeur honoraire de l'École Turgot.

Les condoléances de la Société sont adressées aux familles.

M. le PRÉSIDENT communique les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est statué de suite.

Sont admis comme membres de la Société française de Physique :

MM. BIGAND (Pierre), étudiant, 12, rue Royer-Collard, Paris (5e), présenté par MM. J. Cabannes et G. de Vaucouleurs.

JOUGUET (Marc), Ingénieur-Conseil à la Société des Procédés Loth, 106, rue de Paris, à Flers (Orne), présenté par MM. Schmitter et Le Grand.

MÉRIGOUX (Roger), Chef de travaux de Physique à la Faculté des Sciences de Marseille (Bouches-du-Rhône), présenté par MM. Jausseran et P. Sève.

M. le PRÉSIDENT fait part à la Société des remerciements que lui ont adressés MM. Ch. Fabry et A. Cotton, élus membres honoraires le 21 janvier.

Des remerciements ont été adressés à la Société des Mines de houille de Blanzy, à Montceau-les-Mines qui, chaque année, depuis son admission comme sociétaire, en 1939, acquitte sa cotisation par un versement de 1000 fr., à titre de subvention.

M. le SECRÉTAIRE GÉNÉRAL indique comme ouvrages reçus pour la Bibliothèque :

M. LORICHE de la Société Kodak-Pathé. — *Sensitométrie des films sonores* (Lahure, 9, rue de Fleurus, éditeur).

M. D. PAPIN. — *Aide-mémoire Dunod. Mécanique et Physique générale. Mathématiques générales.*

M. D. PAPIN. — *Préparation des manuscrits scientifiques et techniques* (chez Albin Michel, 22, rue Huyghens, Paris).

M. D. PAPIN. — *Cours élémentaire d'Électricité générale. Cours élémentaire d'Électricité industrielle* (chez Albin Michel, 22, rue Huyghens, Paris).

M. D. PAPIN. — *Traité pratique des unités de mesure* (chez Albin Michel, 22, rue Huyghens, Paris).

Les communications suivantes ont été présentées au cours de la séance :

1. *L'isomérie nucléaire, le cas de* $^{80}_{35}$Br, par M. A. BERTHELOT.
2. *Présentation d'un appareil à circuit oscillant, réalisé en collaboration avec* M. JARDY, *pour la mesure des épaisseurs des couches métalliques minces*, par M. CASSIGNOL.
3. *La température dans l'analyse dimensionnelle*, par M. J. VILLEY.

La communication de M. Villey fera l'objet d'un Mémoire qui sera publié au *Journal de Physique*.

L'isomérie nucléaire. Le cas de $^{80}_{35}$Br;

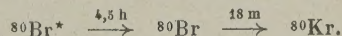
par M. A. BERTHELOT.

Bien que le premier cas connu d'isomérie nucléaire remonte à 1921, date à laquelle fut découverte la paire UX_2-UZ, cette branche de la physique du noyau atomique n'a commencé à se développer qu'en 1935, avec la découverte de l'isomérie des radioéléments artificiels. C'est le noyau $^{80}_{35}$Br qui donna lieu pour la première fois à son observation, et à l'heure actuelle c'est le cas qui a été le plus étudié.

On peut donner de l'isomérie nucléaire la définition suivante : *Il y a isomérie chaque fois qu'on se trouve en présence de deux noyaux ayant la même identité (même nombre de masse et même nombre de charge, ou encore formés par l'association des mêmes nombres de protons et de neutrons) et qui cependant ont des propriétés tout à fait différentes.* Cette circonstance se présente bien pour l'isotope 80 du brome dont on connaît deux variétés, l'une de période 18 min, l'autre de période 4,5 h.

L'interprétation de cette double forme d'un noyau a été formulée par von Weizsäcker et consiste à considérer que les deux noyaux isomères sont deux états quantiques différents du même système de particules. Plus précisément l'un deux est l'état fondamental (qui peut être stable ou radioactif), et l'autre en est un état excité. On supposait même, en général, que c'était le premier niveau au-dessus de l'état fondamental, mais on sait maintenant que, au moins dans le cas du brome 80, il n'en est pas ainsi.

L'expérience a justifié cette conception grâce à l'application à l'étude de l'isomérie du procédé Szilard-Chalmers, qui a permis de montrer, par exemple, dans le cas du noyau $^{80}_{35}$Br que la variété fondamentale est celle de période 18 min. Elle est radioactive $\overline{\beta}$ et sa transformation conduit à la formation du noyau $^{80}_{36}$Kr stable. La seconde forme du noyau $^{80}_{35}$Br est un état excité de la précédente, et la période 4,5 h qui lui correspond est celle de la transition qui l'amène à l'état fondamental. L'ensemble des phénomènes peut se représenter par le schéma suivant :



$$^{80}\mathrm{Br}^{\star} \xrightarrow{4,5\ \mathrm{h}} {}^{80}\mathrm{Br} \xrightarrow{18\ \mathrm{m}} {}^{80}\mathrm{Kr}.$$

On désigne sous le nom de *transition isomérique* celle qui fait passer de l'état excité (encore appelé métastable) à l'état fondamental. Elle s'accompagne de la libération de l'énergie

d'excitation E, soit sous forme de photon (transition radiative), soit par cession à l'un des électrons orbitaux (conversion interne) qui se trouve chassé de la couche qu'il occupait avec une énergie cinétique égale à $E - E_l$, E_l désignant son énergie de liaison. D'une façon générale la conversion interne joue un rôle considérable dans toutes les transitions isomériques. Souvent même l'émission de photons est complètement négligeable par rapport à l'émission d'électrons de conversion.

Lors de l'émission d'un électron de conversion par un atome dont le noyau subit une transition isomérique, l'atome résiduel subit une impulsion de recul qui suffit en général pour briser la liaison qui l'unissait à une molécule (effet Szilard-Chalmers). Les noyaux transformés se trouvent alors appartenir à des atomes libres tandis que les noyaux non transformés appartiennent à des atomes encore incorporés à des molécules. C'est ainsi qu'on peut montrer que si l'on fait la synthèse de C_2H_5Br à l'aide de brome activé par neutrons lents, des atomes de brome se détachent spontanément et avec une pénode de 4,5 h des molécules, et que les atomes ainsi séparés que l'on peut extraire par simple lavage à l'eau ont une activité qui décroît avec la période 18 min. Ceci justifie bien le schéma indiqué plus haut.

L'évolution du niveau excité par chute à l'état fondamental est la plus fréquente, mais dans certain cas (par exemple ^{116}In) ce niveau est lui-même radioactif et subit une désintégration du même type que celle de l'état fondamental. Enfin il arrive ainsi que, dans son état fondamental, le noyau soit stable (par exemple ^{115}In) et il est alors possible de le porter de son état fondamental à son niveau excité métastable par une excitation convenable, par exemple par absorption de photons d'énergie convenable (fluorescence nucléaire découverte par Pontecorvo).

On connaît actuellement une quarantaine de cas d'isomérie dont les niveaux métastables ont des énergies d'excitation s'échelonnant de 50 à 500 keV et dont les vies moyennes vont de quelques secondes à trois mois.

L'interprétation théorique de l'isomérie nucléaire revient à la recherche de la règle de sélection qui interdit la combinaison entre le niveau excité et le niveau fondamental, et assure ainsi la métastabilité du premier. Cette interprétation ne pourra se faire de façon correcte que sur la base de la mécanique quantique, mais nos connaissances actuelles sur la structure du noyau ne sont pas suffisantes pour en permettre le développement. Faute de mieux on se contente actuellement d'une théorie basée sur le modèle de la goutte liquide préconisé par Bohr et qui conduit à des formules reliant la probabilité de transition radiative, par unité de temps, à l'énergie libérée E et à l'ordre quantique de la transition. On trouve ainsi que ces probabilités sont données par

$$W = 3(l+1)\left(\frac{ER}{\hbar c}\right)^{2l} \frac{Z^2 e^2}{Mc} \frac{R^{-2}}{1^2.3^2\ldots(2l+1)^2},$$

$$W = 3(2l+3)\left(\frac{ER}{\hbar c}\right)^{2l+2} \frac{Z^2 e^2}{Mc} \frac{R^{-2}}{1^2.3^2\ldots(2l+3)^2},$$

R, M : rayon et masse du noyau, selon que la transition est semi polaire électrique ou magnétique. Ces formules, qui ne concernent que la transition radiative, doivent être complétées par celles qui donnent le rapport d'embranchement $\frac{N_e}{N_\gamma}$, rapport du nombre des transitions par conversion interne au nombre des transitions radiatives. Le calcul de ce rapport a été fait par Daucoff et Morisson et par Helb et Welson.

La comparaison de la théorie et de l'expérience peut être faite dans le cas du brome. On devra considérer la confrontation comme satisfaisante si l'on est conduit à adopter le même ordre quantique pour représenter la conversion interne et la période. L'expérience montre que dans le cas de $^{80}_{35}Br$ le niveau métastable est à 86 keV et que la transition radiative se fait par émission successive de deux quanta de 49 et 37 keV. On est conduit à attribuer à la transition de 49 keV l'ordre octopolaire magnétique qui conduit aux résultats suivants :

	Conversion (%) K.	L.	Période (h).
Valeurs théoriques.......	81	18	2,2
» expérimentales...	88±4	12±4	4,5

et à la transition de 37 keV l'ordre dipolaire magnétique qui donne :

	Conversion (%) K.	L.	Période (sec).
Valeurs théoriques.......	31	5	~ 10^{-8}
» expérimentales...	34±4	5±4	$<2,3.10^{-6}$

Ce qui constitue un accord aussi satisfaisant qu'on peut l'espérer d'une théorie reposant sur un modèle aussi simpliste que celui de la goutte liquide.

Appareil radioélectrique servant à mesurer l'épaisseur des couches métalliques minces;

par MM. C. Cassignol et H. Zarcly.

La méthode utilise la perturbation créée par le voisinage d'un corps étranger dans le régime d'un oscillateur. Les couches métalliques placées normalement à la self et dans une position aussi constante que possible, sont le siège de courants de Foucault qui réagissent sur l'oscillateur, modifiant la fréquence et l'amplitude du courant oscillatoire. On peut donc envisager deux méthodes de mesure. Si l'on opère par variation de fréquence, on mesurera la fréquence du battement de l'oscillateur avec un oscillateur de comparaison. Dans la méthode par variation d'amplitude, on mesure le courant moyen de plaque. La première méthode est la plus sensible, mais la seconde est pratiquement insensible à la présence de corps isolants et permet néanmoins sans précautions spéciales, de mesurer des couches de 0,05 μ avec une précision supérieure à 1 pour 100.

A la suite de cette communication, MM. Fabry, Boutry, Ribaud et Jarry présentent quelques observations.

SÉANCE DU 17 MARS 1944.

Présidence de M. Jean Cabannes.

Aucune observation n'étant présentée à propos des communications faites le 18 février, le procès-verbal de cette séance est adopté.

M. le Président fait part à la Société du décès de M. Lamotte, professeur honoraire de la Faculté des Sciences de Toulouse, de M. Bethenod, Membre de l'Institut et de M. Rouland, Ancien administrateur de la Société du Gaz de Paris, Président du Comité français de l'Éclairage et du Chauffage.

Le 21 février dernier nous avions la douleur d'apprendre la mort subite de M. Joseph Bethenod dont les travaux scientifiques et les réalisations industrielles ont porté haut et loin le renom de notre Société.

Chacun de nous gardera le souvenir de ce savant modeste et accueillant; une souriante bonté éclairait son visage et nul n'échappait au charme de cette physionomie puissante et douce.

Obligé de chercher un emploi immédiat à l'âge où ses

camarades se préparaient aux grandes écoles, il était à 19 ans ingénieur-électricien et, l'année suivante, il publiait une étude sur la théorie du moteur à répulsion qui le mit en relation avec André Blondel, puis avec le Capitaine Ferrié.

Avec des maîtres aussi éminents, ses aptitudes personnelles se développèrent rapidement et pendant plus de 40 ans sa carrière ne connut que des succès.

Dès le début, ses études sur les moteurs à répulsion amènent Bethenod à concevoir une machine à collecteur pouvant fonctionner avec un facteur de puissance égal à l'unité; le brevet correspondant est acquis par la Société alsacienne de Constructions mécaniques qui lui propose un contrat d'ingénieur-conseil, et voilà Bethenod à l'œuvre, réalisant des systèmes de protection pour les appareils électriques, des générateurs pour l'alimentation des arcs en courant continu, des éliminateurs d'harmoniques. En présence des phénomènes qui gênaient la mise en route des groupes convertisseurs de grande puissance, il a l'idée d'en rechercher l'explication dans les effets d'induction mutuelle entre les enroulements combinés et, connaissant la cause, trouve le remède dont l'efficacité s'affirme depuis 25 ans.

En 1910, la Société alsacienne prend sous son patronage la fondation de la Société française de Radioélectricité et Bethenod, sans abandonner la technique des courants forts, revient à la T. S. F. à laquelle l'avait initié le Capitaine Ferrié. Poursuivant avec un égal succès les réalisations pratiques et les recherches théoriques, il améliore les postes à étincelles et les alternateurs à haute fréquence; il s'intéresse aux calculs des circuits oscillants couplés et des filtres, au fonctionnement des antennes, à l'amorçage des triodes autoexcitatrices, à la théorie de la réception hétérodyne.

Son champ d'action s'élargit encore après la guerre de 1914. Il s'attaque alors au problème de la télécommande, utilisant des courants à fréquence musicale sur les réseaux de distribution eux-mêmes. Pour la répétition des signaux à bord des locomotives, il supprime les inconvénients des contacts glissants en mettant en œuvre des effets d'induction. Enfin, étendant encore les applications industrielles des courants de fréquence élevée, il étudie pour la Société de l'Air liquide l'amorçage et le maintien des arcs dans un milieu liquide et l'éclairage par tubes luminescents.

Cette énumération trop sommaire des travaux de Bethenod montre les services rendus à l'industrie par son esprit créateur, guidé par des idées générales et sachant utiliser au mieux les méthodes de l'électrotechnique moderne; tous les électriciens savent avec quelle habileté Bethenod s'est servi du calcul symbolique d'Heaviside.

Le 3 décembre 1942, l'Académie des Sciences appelait Joseph Bethenod à siéger dans son sein et rendait ainsi un éclatant hommage à l'œuvre du grand technicien et du grand inventeur dont la perte est irréparable pour l'industrie française.

J'adresse en votre nom à Madame Bethenod et à la famille de notre regretté confrère l'expression de nos sentiments de respectueuse sympathie.

Vice-Président du Comité français de l'Éclairage depuis sa fondation en 1913, M. François Rouland succéda en 1924 à M. Violle comme Président de ce Comité et pendant 30 ans il a travaillé à en accroître l'importance.

Il y rallia les groupements qui s'intéressent aux problèmes de l'éclairage et du chauffage : architectes, ingénieurs-éclairagistes, Institut de soudure autogène; il y accueillit les délégués des Ministères : air, marine, travaux publics. Il lutta pour obtenir les rançons nécessaires à une digne représentation de la France aux Congrès de la Commission internationale de l'Éclairage.

Lorsque la guerre éclata, il ébauchait déjà la préparation du Congrès qui devait se tenir à Paris en 1943.

Mais la présidence du Comité de l'Éclairage n'est pas le seul domaine où se manifeste le zèle de M. Rouland pour la recherche scientifique. Rien de ce qui touche aux progrès de l'Optique ne lui est étranger; il s'intéresse aux problèmes les plus difficiles et trouve toujours la voie du succès. En 1925, M. Fleury nommé Professeur à l'Université d'Istamboul doit interrompre les expériences qu'il poursuivait à l'École normale pour la réalisation d'un étalon international de lumière; M. Rouland offre, pour continuer ces recherches, le laboratoire de la Société du Gaz de Paris; il les confie à M. Chappuis d'abord, puis à M. Ribaud et l'on aboutit en 1935 à un accord international.

A ces qualités d'administrateur M. Rouland joignant une grande affabilité qui lui attira un cercle d'amis tant en France que parmi les savants étrangers qu'il avait le privilège d'accueillir à Paris.

En votre nom je prie la famille de M. Rouland d'agréer nos sentiments de vives condoléances.

M. le Président communique les demandes d'admissions suivantes sur lesquelles il est statué de suite.

Sont déclarés élus Membres de la Société française de Physique :

MM. Gallet (Roger-Marcel), Sous-chef de travaux à l'École de Physique et Chimie, 1, rue Aristide-Briand, à Gentilly (Seine), présenté par MM. G. Laville et H. Gutton.

Nicolau (Jean-Pierre), Ingénieur d'État de 1re classe, Directeur du Laboratoire central des Industries mécaniques à Caussade (Tarn-et-Garonne), à Paris, 69, rue de Rennes (6e), présenté par MM. Ch. Fabry et A. Pérard.

Ortusi (Jean-Antoine), Ancien élève de l'École Polytechnique, Docteur ès sciences, Ingénieur à la Compagnie générale de T. S. F., 33o, rue de Vaugirard, Paris (15e), présenté par MM. G. Laville et H. Gutton.

Philbert (Georges), Licencié ès sciences, 44, avenue des Gobelins, Paris (13e), présenté par MM. E. Darmois et J. Hulot.

Vichnievsky (Radoslav), Docteur ès sciences, à la Station d'essais de moteurs, 1, place Aristide-Briand, Bellevue (Seine-et-Oise), présenté par MM. G. Ribaud et J. Villey.

Les deux communications suivantes ont été faites en séance :

1. *Luminosité et netteté des images optiques. Examen d'ensemble des rectifications qu'imposent les résultats des divers travaux récents aux notions classiques concernant la clarté, le pouvoir séparateur et les aberrations tolérables dans les instruments visuels* (Projections), par M. P. Fleury.

2. *Les preuves tirées de l'observation, de l'intervention d'ondes et de quanta en physique stellaire*, par M. E. Sevin.

La communication de M. P. Fleury fera l'objet d'un Mémoire qui sera publié dans le *Journal de Physique*.

SECTION DU SUD-EST.

(Groupe de Lyon.)

RÉUNION DU 26 JANVIER 1944.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Remarques sur les coefficients d'absorption apparents d'une bande résoluble en raies*, par M. Louis Herman et Mme Renée Herman.

2. *Cellules photoélectriques au magnésium*, par M. Georges Déjardin.

3. *Sur l'excitation au laboratoire de la raie verte de l'aurore boréale*, par M. Joseph JANIN.

4. *Circulation fermée pour gaz rare servant à l'alimentation d'un générateur de neutrons*, par M. Max MORAND.

1. — Remarques sur les coefficients d'absorption apparents d'une bande résoluble en raies.

par M. Louis HERMAN et Mme Renée HERMAN.

On définit théoriquement un coefficient d'absorption monochromatique k tel que

$$\frac{I_t}{I_0} = e^{-k_\nu l}. \qquad (1)$$

La théorie classique fournit, à partir des équations de Ketteler-Helmholtz, la relation

$$k = \frac{\pi N e^2}{mc} \frac{\gamma}{\Delta\omega^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}, \qquad (2)$$

où N est le nombre de molécules absorbantes par centimètre cube, $\Delta\omega$, la distance du point considéré au centre de la raie, γ, la demi-largeur de cette raie.

Cette expression n'est valable que pour des absorptions faibles, c'est-à-dire, pour des substances suffisamment raréfiées ou peu absorbantes, conditions généralement réalisées dans le cas des gaz.

Pour mesurer le coefficient d'absorption, on part de la relation de définition et l'on détermine le rapport des intensités incidente et transmise. Alors que dans l'équation théorique, il s'agit d'intensités monochromatiques, en pratique, on évalue les intensités comprises dans un domaine de fréquence $\Delta\nu$, plus ou moins large suivant les appareils utilisés. Le coefficient d'absorption mesuré k'_ν valeur moyenne dans l'intervalle $\Delta\nu$ sera donné par la relation

$$k'_\nu l = -\log\left(\frac{E_t}{E_0}\right) = D'.$$

Dans cette expression,

$$E_t = \int_{\nu-\frac{\Delta\nu}{2}}^{\nu+\frac{\Delta\nu}{2}} I_t \, d\nu, \qquad E_0 = \int_{\nu-\frac{\Delta\nu}{2}}^{\nu+\frac{\Delta\nu}{2}} I_0 \, d\nu.$$

D' est la densité optique apparente dans l'intervalle $\Delta\nu$; k'_ν dépendra, pour un spectre donné, de la largeur $\Delta\nu$, et pour un $\Delta\nu$ donné, de la dispersion du spectrographe utilisé. La relation (1) peut s'écrire

$$e^{-k_\nu l} = 1 - \frac{I_a}{I_0},$$

I_a étant l'intensité monochromatique absorbée. Si k_ν est donné par une formule théorique de la forme (2), on tracera la courbe $\left(\frac{I_a}{I_0}, \nu\right)$. L'énergie totale absorbée dans le domaine $\Delta\nu$ s'obtient par intégration de cette courbe dans le même intervalle. L'absorption relative moyenne est

$$\frac{E_a}{E_0} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\nu-\frac{\Delta\nu}{2}}^{\nu+\frac{\Delta\nu}{2}} \frac{I_a}{I_0} \, d\nu,$$

d'où l'on déduit aisément D' et k'_ν. Les calculs ont été effectués pour la bande A de l'oxygène à l'aide de la formule donnée par Childs [1].

Dans le cas d'une raie isolée, on constate que pour des absorptions faibles et des largeurs $\Delta\nu$ assez petites, D' est sensiblement proportionnelle à la longueur traversée, l'absorption suit approximativement la loi de Lambert. Pour des absorptions relativement grandes, D' est seulement fonction linéaire de l, quelle que soit la largeur $\Delta\nu$. Si le spectrographe est peu dispersif, $\Delta\nu$ est grand, la pente de la droite est faible et, pour de grandes masses absorbantes, on n'aura aucune précision dans la détermination des variations de longueur à partir de la mesure de D'. On constate également que, pour des raies assez fortes, D' est proportionnelle à la concentration lorsque la masse traversée est petite, pour de grandes masses, D' varie plus vite que la concentration et d'autant plus vite que $\Delta\nu$ est plus petit. Si la raie étudiée est faible (non saturée au centre), D' tend vers un palier, lorsque la concentration croît, pour de très petits $\Delta\nu$; à partir de $\Delta\nu = 0{,}1 \text{ cm}^{-1}$, D' reste proportionnelle à N lorsque $\Delta\nu$ augmente. Dans le cas d'une raie intense, on peut chercher à mettre D' sous la forme $D' = \text{const. } N^n$; $1 < n < 2$ mais une telle relation n'est jamais rigoureuse [2].

Dans le cas de deux raies séparées, les résultats obtenus sont de même nature que ceux relatifs à une raie isolée, lorsqu'on pointe sur les maxima. Lorsqu'on pointe sur le minimum, la loi de Lambert se vérifie bien. Si les deux raies ne sont pas séparées, lorsqu'on pointe sur le maximum unique, on trouve comme pour le minimum ci-dessus, que la loi de Lambert se vérifie. Dans le cas réel de la bande A, le calcul fait en tenant compte de l'influence de dix raies voisines montre que, au centre d'une raie, D' et k', varient avec l à peu près comme pour une raie isolée. Entre deux raies, D' est sensiblement proportionnelle à l.

Nous avons également appliqué notre méthode de calcul à l'étude de la variation de k' avec la température. Le cas de l'ozone, étudié par Vassy [3] et Barbier et Chalonge [4], semble particulièrement intéressant; k dépend de la température par l'intermédiaire de γ pour une concentration donnée; γ est de la forme $\gamma = \text{const. } \sigma^2 N \sqrt{\frac{T}{\mu}}$, par suite,

$$k = \frac{A}{\sqrt{T} + \frac{B\,\Delta\nu^2}{\sqrt{T}}}, \qquad (3)$$

où A et B sont des constantes indépendantes de la température pour une raie donnée. Au centre ($\Delta\nu = 0$), k décroît quand T augmente; sur les ailes, k croît avec T; dans la région intermédiaire, la loi de variation est donnée par (3). En effectuant les calculs avec les données de Childs relatives à l'oxygène, on observe, au centre, une variation de k' analogue à celle de k; si l'on augmente l'intervalle $\Delta\nu$ utilisé, k' passe par un maximum lorsque T croît. Or, Barbier et Chalonge ont observé un minimum pour les maxima de la bande de Huggins. Un tel minimum pourrait se présenter dans la partie intermédiaire et l'on pourrait en conclure que les maxima observés sont dus à la superposition de deux raies non séparées, le calcul montre qu'il n'en est rien. On est alors amené à supposer que ces maxima, correspondant au centre des raies, sont superposés à l'aile d'une autre transition, beaucoup plus intenses. Le calcul fait dans une telle hypothèse montre qu'on peut en effet prévoir un minimum dans ces conditions. Nous sommes donc amenés à penser que l'existence du minimum observé est due à la présence de la bande de Hartley dont l'intensité ne serait pas négligeable dans le domaine de la bande de Huggins. De plus, les calculs effectués permettent de penser que le fond continu de la bande de Hartley pourrait simplement provenir de l'empiètement de nombreuses raies voisines.

On sait quelles difficultés peuvent se présenter dans l'interprétation des résultats relatifs aux variations de D' lorsqu'on veut en déduire des variations de longueur absorbante ou de concentration. Ce qui précède montre qu'il n'est pas impossible de tenir compte de l'influence du dispositif de

mesure sur ces résultats. En ce qui concerne les variations de k' avec la température on a montré comment l'étude de cette variation pouvait conduire à déceler la complexité d'une bande, de plus, ces calculs pourraient peut-être mener à une méthode permettant également d'évaluer l'importance de chaque composante dans des cas moins complexes que celui de l'ozone.

[1] W. H. J. CHILDS, *Astr. Journ.*, 1933, **77**, p. 112.
[2] M. KANTZER, *Thèse*, Paris, 1942.
[3] E. VASSY, *Ann. de Phys.*, 1937, **8**, p. 679.
[4] D. BARBIER et D. CHALONGE, *Ann. de Phys.*, 1942, **17**, p. 272.

2. — Cellules photoélectriques au magnésium;

par Georges DÉJARDIN.

Les photocathodes de magnésium peuvent être aisément préparées par condensation de la vapeur du métal ou en ayant recours à la pulvérisation cathodique.

Les propriétés photoélectriques des dépôts obtenus à l'aide du premier procédé ont déjà fait l'objet de recherches approfondies [1]. Cependant, les résultats expérimentaux ne sont pas absolument concordants, notamment en ce qui concerne les valeurs et la variation spectrale de la sensibilité. A cet égard, il convient de noter que, par suite d'une erreur de transcription, certaines valeurs publiées par l'auteur (*C. R. Acad. Sc.*, **196**, 1933, p. 1585) sont en réalité dix fois trop faibles. Elles se rapportent d'ailleurs à des couches ayant probablement subi une légère contamination sous l'influence de résidus gazeux.

De nouvelles mesures ont été effectuées sur des cellules du type « corps noir » (absorption quasi totale du rayonnement incident), de fabrication ancienne ou récente. Des fragments de magnésium, fixés sur un anneau de nickel servant d'anode, sont vaporisés partiellement et *très lentement*, dans un excellent vide, en chauffant l'anneau à l'aide d'un four à haute fréquence. En fractionnant l'opération, on dépose sur la paroi interne de l'ampoule sphérique des couches successives dont les dernières peuvent d ailleurs être obtenues après scellement du queusot de raccordement avec la canalisation de vide. Dans ces conditions, il est permis de supposer que les gaz résiduels se trouvent éliminés au cours de la formation des premières couches, et que le dépôt final parfaitement réfléchissant est exempt de toute contamination superficielle. La fenêtre de la cellule (disque de silice fondue, ou paroi très mince de verre dont la transmission spectrale a été étudiée au préalable) se trouve à l'extrémité d'un appendice assez long soudé sur le corps de l ampoule. Il n'est donc pas nécessaire de chauffer une portion de celle-ci pour dégager la fenêtre, en risquant ainsi de provoquer une attaque chimique du verre. On a utilisé du magnésium commercial (contenant des traces de C, Si, Al et Fe) fondu dans l'argon, puis deux échantillons de magnésium très pur (métal fibreux et métal refondu dans l'argon) provenant de l'Institut de Chimie appliquée de l'Université de Lille (Prof. G. Chaudron).

Les résultats relatifs à une quinzaine de cellules ne sont pas absolument identiques, mais la sensibilité correspondant au rayonnement total ou dispersé de différentes sources (lampes à mercure, lampe à hydrogène) demeure du même ordre de grandeur. L'émission photoélectrique monochromatique I, exprimée en ampère-watt ou en électrons-quantum, a été déterminée dans un intervalle spectral s'étendant du seuil photoélectrique à 2 300 Å. Dans tous les cas, la courbe reliant les valeurs obtenues $\left(\log \frac{I}{T^2} \text{ en fonction de } \frac{h\nu}{kT}\right)$ peut être approximativement superposée à la courbe théorique de Fowler, ce qui plaide en faveur de l'homogénéité des couches étudiées. On détermine ainsi le seuil photoélectrique *vrai* ν_0; la longueur d'onde qui lui correspond se situe, pour les diverses cellules, entre 3 375 et 3 425 Å. Pour $\lambda = 2\,600$ Å, l'émission reste comprise entre 10^{-4} et 2.10^{-4} A/W, ce qui équivaut à 1 électron pour 2 000 ou 1 000 quanta environ.

Le rendement photoélectrique absolu peut être caractérisé par la constante α de la formule de Fowler modifiée par Du Bridge : $I = \alpha AT^2\ (x)$, dans laquelle I désigne l'émission en électrons-quantum, A correspondant à 120A/cm²/deg², T représente la température absolue (3000°K environ) et $\varphi(x)$ est une fonction universelle de la variable $x = \frac{h(\nu - \nu_0)}{kT}$. Pour les surfaces considérées, les constantes α s'écartent peu de 10^{-32} cm²/sec/quant. La moyenne est environ 30 fois plus grande que la valeur indiquée par Mann et Du Bridge [1] dans le cas d'une couche de magnésium obtenue également par condensation sur une paroi de verre. Mais elle est du même ordre que les valeurs trouvées pour le béryllium (Mann et Du Bridge), le baryum et le sodium [2].

La pulvérisation cathodique du magnésium a été utilisée par Rentschler et ses collaborateurs [3], puis par l'auteur [1] qui a obtenu par ce procédé (décharge entre une tige de magnésium et une plaque de nickel, dans l'argon pur sous une pression de 2 à 3 mm de mercure; 800 V, 20 mA) des cellules parfaitement stables. L'émission des photocathodes ainsi préparées s'interprète correctement par la théorie de Fowler, mais le seuil photoélectrique vrai, voisin de 3 300 Å, semble différer sensiblement de celui qui caractérise les couches réfléchissantes résultant de la condensation de la vapeur sur une paroi de verre. D'autre part, le rendement obtenu est nettement plus élevé; pour $\lambda = 2\,600$ Å, l'émission atteint, par exemple, 5.10^{-4} A/W. Ces différences doivent sans doute être attribuées au fait que la structure cristalline de la surface n'est pas la même dans les deux cas. Le magnésium transporté sous l'influence de la décharge recouvre l'électrode de nickel d'un dépôt grisâtre dont la surface est plus ou moins mate et semble même parfois finement granuleuse. Des déplacements du seuil ayant vraisemblablement cette même origine ont d'ailleurs été observés par Cashman avec le magnésium [4] et le baryum [5]. On doit également remarquer que la pulvérisation cathodique libère ou entraîne les impuretés présentes dans le métal.

Les cellules photoélectriques au magnésium, dont la fabrication est relativement facile, peuvent être utilisées, après étalonnage, pour les mesures énergétiques dans la région moyenne du spectre ultraviolet. En donnant à la fenêtre de verre une épaisseur convenable, on parvient à réaliser un récepteur dont la courbe spectrale de sensibilité présente un maximum vers 2 500 ou 2 600 Å. Une telle cellule peut servir à la comparaison rapide des activités abiotiques des rayonnements ultraviolets [6]. Toutefois, dans ce cas particulier, il serait sans doute préférable de substituer à la couche de magnésium pur une photocathode constituée par un alliage Cd-Mg renfermant, par exemple, 5 pour 100 de ce dernier métal [7].

[1] G. DÉJARDIN et R. SCHWÉGLER, *Journ. de Phys.*, série VII, 1933, **4**, p. 80 S-82 S; *C. R. Acad. Sc.*, 1933, **196**, p. 1585-1587; *Physical Review*, 1933, **44**, p. 316. — R. J. CASHMAN et ses collaborateurs, *Physical Review*, 1935, **48**, p. 734-741 et 1938, **53**, p. 919. — M. M. MANN et L. A. DU BRIDGE, *Physical Review*, 1937, **51**, p. 120-124.
[2] R. J. MAURER, *Physical Review*, 1940, **57**, p. 653-658.
[3] H. C. RENTSCHLER, D. E. HENRY et K. O. SMITH, *Review Scientific Instruments*, 1932, **3**, p. 794-802.
[4] R. J. CASHMAN, *Physical Review*, 1938, **54**, p. 971.
[5] R. J. CASHMAN et E. BASSOE, *Physical Review*, 1939, **55**, p. 63-69.
[6] Voir notamment : R. LATARJET, Cahier de Physique, 1re série, VI, 1941, p. 19-26; G. DÉJARDIN et R. LATARJET, *Revue d'optique*, en cours de publication.
[7] L. R. KOLLER et A. H. TAYLOR, *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 1935, **25**, p. 184.

3. — Sur l'excitation au laboratoire de la raie verte de l'aurore boréale;

par Joseph Janin.

L'auteur a étudié le spectre de l'effluve dans l'azote sous la pression atmosphérique et contenant une très faible proportion d'oxygène. Le spectre visible comprend, outre les bandes des premier et deuxième systèmes positifs de l'azote, la raie interdite $^1D_2—^1S_0$ de l'atome d'oxygène, $\lambda = 5\,577$ Å, qui apparaît avec une assez grande intensité vers le milieu d'une bande diffuse dont les bords ont pour longueurs d'onde approximatives 5 567 et 5 583 Å. Cette bande doit sans doute être attribuée à une molécule tri- ou polyatomique : oxyde d'azote, molécule N^3, ou bien ozone qui prend certainement naissance dans les conditions de l'expérience.

Ce résultat peut être rapproché de ceux obtenus par J. Kaplan et S. M. Rubens, qui ont utilisé un tube alimenté par une décharge de faible intensité. Ainsi que dans les spectres de post-luminescence de Kaplan, la raie interdite de l'atome d'azote, $^4S—^2P$, $\lambda = 3\,466$ Å, est présente sur les clichés, ainsi que les bandes d'intercombinaison de Vegard-Kaplan, qui apparaissent avec une intensité relativement grande.

Jusqu'ici, il n'a pas été possible de déceler la présence, dans le spectre de l'effluve, de la raie interdite OI, $^3P_2—^1S_0$, $\lambda = 2\,972$ Å, obtenue par Kimura, Yoshida et Fukagawa, puis par Kaplan et Rubens. En effet, cette raie, si elle existe, se trouve masquée par la bande intense $\lambda = 2\,977$ Å du deuxième système positif de l'azote.

L'ensemble des résultats expérimentaux montre que l'effluve constitue une source relativement intense de transitions interdites.

4. — Circulation fermée pour gaz rare servant à l'alimentation d'un générateur de neutrons;

par Max Morand.

Le deutérium étant particulièrement rare dans les circonstances actuelles, il m'a semblé opportun de ne pas le laisser s'échapper dans l'atmosphère, à la sortie de la pompe préliminaire, ainsi qu'on le fait toujours à présent. La meilleure manière de le récupérer consiste à le renvoyer immédiatement dans la source, c'est-à-dire à le faire circuler en circuit fermé. Le dispositif que j'ai réalisé à cet effet fonctionne parfaitement depuis six mois; il m'a permis de faire fonctionner régulièrement le générateur de neutrons que j'ai établi, sans dépense appréciable de deutérium. Un ballon de 2 l sert de réservoir pour le deutérium purifié par passage à travers un tube de palladium; les prélèvements effectués pour alimenter le générateur de neutrons ont fait baisser, en six mois, dans ce ballon, la pression de 33 cm à 16 cm de mercure.

Le gaz est recueilli, à la sortie de la pompe à palettes, à l'aide d'une tubulure étanche coiffant la soupape de sortie; il traverse ensuite un piège à air liquide destiné à arrêter les traces de vapeur d'eau ou d'huile provenant de la pompe à palettes. La consommation d'air liquide est d'environ 50 cm³/h. Un long tube de verre assure l'isolement électrique du côté de la haute tension. Le gaz qui a traversé ce tube est admis dans la source par l'intermédiaire d'un robinet à pointeau qui permet d'en régler le débit. Des manomètres et des ballons en verre sont les accessoires indispensables pour vérifier le bon fonctionnement du dispositif et pour assurer la mise en réserve du gaz, hors de la canalisation, pour toutes les expériences réalisées sans deutérium.

Lorsque des précautions méticuleuses ont été prises pour s'assurer de l'étanchéité parfaite de l'installation, lorsque toutes les parties de cette installation ont été convenablement dégazées en vue de leurs conditions propres d'emploi, l'établissement et le fonctionnement de la décharge dans la source d'ions, la déviation magnétique du faisceau, montrent que l'on peut faire circuler pendant des heures, dans l'appareil en fonctionnement, un gaz qui demeure plus pur que l'hydrogène ordinaire des bouteilles. L'expérience indique d'ailleurs, également, que la présence accidentelle d'une forte proportion d'air dans le deutérium (jusqu'à 50 pour 100) ne produit aucune diminution considérable du rendement de la source en deutérons. Toutefois, ce rendement diminue un peu plus rapidement que la proportion de deutérium dans le mélange. Par exemple, pour 50 pour 100 environ de deutérium, le faisceau paraît ne plus contenir que 30 pour 100 de deutérons. Ce résultat est intéressant, car il permet de poursuivre certaines recherches, sans purification préalable, avec un gaz qui a été accidentellement contaminé par de l'air ou d'autres gaz.

La mise au point de cette circulation fermée était particulièrement indiquée dans le cas du générateur de neutrons de grande intensité que j'ai construit. Le volume de gaz débité par ce générateur est, en effet, mesuré sous la pression atmosphérique, de 0,3 à 0,2 cm³/sec. Un litre de gaz, initialement à la pression atmosphérique, disparaîtrait donc en 1 h ou 1 h 30 min, si l'on ne prenait soin de le récupérer.

Les excellentes conditions de fonctionnement du circuit fermé ainsi réalisé permettent d'assurer une préparation très pratique et économique des corps radioactifs artificiels.

L'installation a été présentée au groupe lyonnais de la Société de Physique.

RÉUNION DU 1er MARS 1944.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *L'intensité des radiations interdites et la condition de Bowen* (absence de collisions), par M. Junior Gauzit.
2. *Sur les raies interdites de l'atome neutre d'oxygène*, par M. Louis Herman et Mme Renée Herman.

1. — L'intensité des radiations interdites et la condition de Bowen (absence de collisions);

par Junior Gauzit.

La plupart des auteurs admettent que l'émission des radiations « interdites » exige l'absence aussi complète que possible de collisions (condition de Bowen), que cette condition est réalisée d'une manière presque parfaite dans les nébuleuses gazeuses et que, en règle générale, l'intensité des radiations interdites est d'autant plus grande que la pression est plus faible. Ces trois points méritent d'être discutés.

Il convient d'abord de remarquer que l'absence pratique de collisions est impossible à obtenir dans l'excitation des radiations interdites au laboratoire et qu'au contraire les quelques rares excitations réalisées l'ont été sous des pressions relativement élevées.

I. La probabilité pour qu'un atome excité perde son énergie par choc dépend essentiellement, comme on le sait, de la nature de la particule qu'il heurte : tandis qu'entre deux atomes, le transfert d'énergie potentielle n'est possible que pour deux niveaux quantiques très voisins, le choc d'une particule excitée avec un électron, une molécule ou contre les parois des vases amène souvent sa désexcitation.

Deux cas méritent une attention particulière : dans un gaz qui, pour une raison ou une autre, se maintient à l'état atomique, comme les gaz rares ou la haute atmosphère, les chocs et les transferts d'énergie peuvent être très fréquents, sans réduction de l'intensité des raies émises. Quant à l'émission des radiations interdites moléculaires, comme les bandes de Vegard-Kaplan de la molécule d'azote, la grande majorité des chocs, tant qu'ils se produisent entre molécules identiques, produit, par résonance parfaite, le passage intégral de l'énergie d'excitation d'une molécule à l'autre, pour aboutir finalement

à l'émission des radiations interdites, qui est donc possible, même sous une pression élevée.

II. Contrairement à l'opinion courante, les collisions sont assez fréquentes dans les nébuleuses pour réduire notablement l'intensité de certaines radiations.

Comparons, en effet, les intensités des raies nébulaires et aurorales de quelques atomes dans les nébuleuses; les raies nébulaires exigent la plus faible énergie d'excitation, mais c'est pour elles que la probabilité de transition est la plus faible; ainsi, pour les ions O II, les états $^2D_{\frac{3}{2}}$ et $^2D_{\frac{5}{2}}$ ont des durées de vie moyennes qui dépassent respectivement 4 et 3 h. Nous disposons d'évaluations photométriques, dans le cas de la nébuleuse NGC 7027, pour les raies de O II, O III et N II; le rapport de l'intensité des raies nébulaires aux raies aurorales est respectivement 4, 70 et 14, alors que les énergies d'excitation sont 3,3 et 5,0 eV pour O II, 2,5 et 5,3 eV pour O III, 1,9 et 4,0 eV pour N II. Puisque l'on admet que les atomes métastables des nébuleuses sont excités par choc électronique, calculons le rapport des nombres de chocs excitateurs portant directement les atomes aux niveaux supérieurs des raies nébulaires et aurorales; d'après les données précédentes, on obtient 1 pour O II, 70 pour O III et 15 pour N II, si l'on suppose que les atomes métastables ont tous le temps de rayonner, c'est-à-dire que les collisions de seconde espèce sont négligeables. La comparaison des trois nombres précédents montre que l'on a une valeur beaucoup trop faible pour O II. La seule explication possible est que les collisions réduisent dans une proportion importante l'intensité des raies nébulaires de O II. En estimant que cette intensité est réduite en gros dans le rapport de 10 à 1, on trouve un intervalle moyen de 10^3 sec entre deux collisions de seconde espèce; cette fréquence des collisions correspond à une densité de 10^{-19} g/cm³ environ, en accord satisfaisant avec les évaluations, d'ailleurs peu précises, déduites d'autres considérations.

III. Dans le cas d'une excitation par collisions, il est facile de se rendre compte que le maximum d'intensité des raies interdites ne correspond pas à une pression infiniment faible; en effet, si les chocs peuvent faire perdre leur excitation aux atomes sans émission de rayonnement, par ailleurs le nombre d'atomes atteignant chaque seconde, l'état métastable est d'autant plus grand que les collisions sont plus fréquentes. En admettant que la probabilité de désexcitation par chocs est proportionnelle à la pression moyenne, on prévoit l'existence d'une pression optimum. Quoique des considérations concernent un cas trop particulier, il est probable que la conclusion à laquelle on aboutit est générale : la condition la meilleure pour l'émission des radiations interdites est que la pression soit voisine d'une valeur non évanouissante qui, à la fois, laisse les collisions pas trop fréquentes et permette à un nombre élevé d'atomes (ou de molécules) de participer à l'excitation.

SECTION MÉDITERRANÉENNE.

RÉUNION DU 18 DÉCEMBRE 1943.

La séance a eu lieu à Montpellier sous la présidence de M. Ch. Bouhet.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Étude de semi-conducteurs liquides en régime permanent*, par M. Eck, Professeur agrégé au lycée de Béziers.

2. *Probabilités mathématiques et probabilités physiques. Applications*, par MM. G. et J. A. Reboul (Facultés des Sciences et de Médecine de Montpellier).

La communication de MM. G. et J. A. Reboul fera l'objet d'un Mémoire qui sera publié dans le *Journal*.

Étude de semi-conducteurs liquides en régime permanent;

par M. J. L. Eck,
Professeur agrégé au lycée de Béziers.

Les semi-conducteurs sont des corps intermédiaires entre les conducteurs et les isolants. Les lois qui régissent leur conductibilité sont mal connues. En particulier les semi-conducteurs liquides : acétone, nitrobenzène, éther, toluène, etc., se comportent tantôt comme des gaz, tantôt comme des électrolytes.

D'une façon générale, lorsqu'on applique une différence de potentiel continue entre deux électrodes séparées par un semi-conducteur, on constate que l'intensité du courant, qui possède la valeur initiale i_0, décroît avec le temps, pour venir se fixer à une valeur limite i_∞. Cette période de régime variable peut durer plusieurs jours pour un liquide comme le nitrobenzène. La loi de variation est, pour les champs faibles, convenablement représentée par une expression de la forme

$$\mathrm{Log}(i - i_\infty) = \log(i_0 - i_\infty) - kt.$$

Lorsque le champ dépasse quelques dizaines de volts par centimètre, $\mathrm{Log}(i - i_\infty)$ décroît moins vite que ne l'indique la droite théorique, mais la courbe expérimentale reste toujours tangente à l'origine à celle-ci.

En même temps que l'intensité du courant décroît, il s'établit souvent aux électrodes des discontinuités de potentiel notables que l'on peut évaluer au moyen d'électrodes sondes reliées à un électromètre.

On peut se demander si l'intensité limite une fois obtenue, le semi-conducteur suit la loi d'Ohm. Les résultats obtenus sur les liquides par divers auteurs sont assez contradictoires. Pour les uns il y a proportionnalité entre l'intensité limite et la tension. D'autres observent des paliers dans la courbe courant-tension comme si le semi-conducteur se comportait comme un gaz ionisé. On obtient parfois des aspects intermédiaires où l'intensité croît plus ou moins vite que la tension appliquée.

Sur les conseils de M. Reboul j'ai étudié un semi-conducteur particulier : le nitrobenzène. J'ai fait varier la tension appliquée, la distance et la nature des électrodes, en déterminant pour chaque expérience les discontinuités de potentiel anodique et cathodique, afin de voir si les écarts à la loi d'Ohm n'étaient pas dus uniquement à l'existence de ces chutes de tension (1).

Un premier fait essentiel se dégage des résultats obtenus. Tant que le champ appliqué ne dépasse pas une cinquantaine de volts par centimètre, l'intensité limite est pratiquement indépendante de la distance et de la nature des électrodes. dO obtient, par exemple, lorsque la tension appliquée est ne 40 V, des intensités limites voisines de 3 μA, pour une section de 15 cm², avec des électrodes de nickel, platine, zinc et aluminium, dont les distances varient de 0,9 à 9,5 cm. Les chutes de tension anodique et cathodique sont alors très faibles, toujours inférieures à 4 V. On peut donc admettre que l'intensité limite ne dépend pratiquement que de la tension appliquée.

Les phénomènes se compliquent lorsque le champ dépasse une cinquantaine de volts par centimètre. Distance et nature des électrodes vont alors intervenir. Entre électrodes de platine l'intensité augmente lorsqu'on rapproche les électrodes. Elle croît également avec la tension, de façon assez irrégulière. On observe parfois des paliers de saturation dans la courbe courant-tension, mais lorsque le champ atteint

(1) Voir *Cahiers de Physique*, n° **15**, août 1943, p. 7.

une valeur suffisante (quelques centaines de volts par centimètre) la résistance par unité de longueur tend vers une limite indépendante de la distance des électrodes. La loi d'Ohm est alors vérifiée.

L'aspect des courbes est tout autre avec les électrodes de zinc ou de nickel. Lorsque la tension s'élève, apparaissent des paliers de saturation qui commencent pour une différence de potentiel d'autant plus basse que les électrodes sont plus rapprochées, si bien que la disposition des courbes est inverse de celle qu'on observe avec le platine. L'intensité limite est d'autant plus grande que les électrodes sont plus éloignées; l'analogie avec les gaz ionisés devient beaucoup plus frappante.

L'existence de discontinuités de potentiel aux électrodes ne permet pas de justifier aisément ces anomalies. La résistivité du liquide mesurée en déterminant le champ entre électrodes sondes varie par exemple pour un même échantillon, de $4{,}5.10^7\ \Omega/\mathrm{cm}/\mathrm{cm}^2$ pour un champ de 323 V/cm avec le platine, à 9.10^8 lorsqu'on applique un champ de 500 V/cm entre électrodes de zinc.

Le cuivre et l'aluminium donnent des résultats intermédiaires entre ceux qui viennent d'être décrits.

Il semble difficile d'attribuer ces divergences à un effet d'ordre chimique : purification du liquide sous l'influence du passage du courant par exemple, opération dans laquelle les produits de décomposition des impuretés seraient éliminés en présence d'électrodes de zinc ou de nickel, tandis qu'ils n'attaqueraient pas le platine et demeureraient alors dans le liquide. On observe en effet une sorte de réversibilité lorsqu'on change d'électrodes; si l'on remplace le zinc par du platine, on constate que l'intensité limite remonte lentement et reprend la valeur qu'elle atteignait lorsqu'on utilisait pour la première fois les électrodes de platine; le phénomène inverse se produit si l'on passe du platine au zinc.

On ne peut non plus attribuer l'augmentation du courant en présence de certaines électrodes, à une ionisation par chocs des électrons lancés sous l'influence d'une discontinuité de potentiel cathodique. Celle-ci ne se manifeste pas toujours; par contre elle se produit parfois entre électrodes de zinc sans amener d'accroissement de l'intensité du courant.

L'étude de la restitution des charges électriques en l'absence du courant montre que l'influence des électrodes semble liée à la plus ou moins grande facilité qu'ont ces charges de diffuser à l'intérieur du liquide à partir de ces électrodes. Tout se passe comme si de nouveaux ions apparaissaient dans une zone étroite voisine des électrodes où le champ serait particulièrement élevé. Mais l'épaisseur de cette couche peut être suffisamment faible pour que la variation brusque du champ ne se traduise pas nécessairement par une discontinuité de potentiel mesurable.

De toute façon la conductibilité du nitrobenzène présente des caractères bien particuliers : elle rappelle par certains côtés celles des gaz ionisés, mais l'influence des électrodes joue un rôle fondamental, qui se traduit, dès que le champ dépasse quelques dizaines de volts par centimètre par une véritable modification dans la résistance de la masse liquide.

RÉUNION DU 22 JANVIER 1944.

La séance a eu lieu à Marseille sous la présidence de M. Pierre Sève.

Le Président fait part du décès de M. Henri Buisson, Professeur honoraire à la Faculté des Sciences de Marseille et rend hommage au savant, au professeur, à l'homme juste, bon et dévoué qui vient de disparaître.

La séance est consacrée à des présentations d'appareils, par MM. P. Dubouloz et R. Rousseau et par M. Pierre Sève.

1. — Présentation d'appareils : Monochromateurs à ultraviolets et à lumière visible;
par P. Dubouloz et R. Rousseau.

Le monochromateur à ultraviolets est basé sur le principe développé précédemment par Dubouloz et Roux (*Revue d'Optique*, juin 1940). Il a été réalisé avec une optique, soit en quartz taillé, soit en silice fondue. L'achromatisme des deux portions de l'appareil, satisfaisant pour le quartz, est encore meilleur avec la silice. Le tableau suivant donne la valeur du résidu pour le collimateur (Δc) et pour le dispositif de sortie (Δs), avec l'une et l'autre substances. Les distances focales des lentilles collimatrices sont de 185 et 240 mm; celle de la lentille de sortie de 240 mm.

	Quartz taillé (mm).		Silice fondue (mm).	
Å.	Δc.	Δs.	Δc.	Δs.
4500.....	0,25	+0,15	0;1	Toujours inférieur à 0,1
4000.....	0,2	+0,15	0,1	
3500.....	0,0	+0,1	0,0	
3200.....	<0,1	<0,1	<0,1	
2800.....	0,0	0,0	0,0	
2400.....	0,15	—0,1	0,2	
2200.....	0,45	—0,15	0,8	

Les déplacements de l'équerre mobile le long de sa grande branche sont guidés : 1° à l'extrémité de la grande branche, par deux galets en V roulant sur un cylindre; 2° à l'extrémité de la petite branche, par un galet roulant sur un plan; 3° à l'angle de l'équerre, par un demi-écrou dégagé à la partie supérieure, reposant sur une vis sans fin à filets trapézoïdaux. Ce dispositif assure le mouvement de translaiton sans qu'aucun jeu soit possible, bien qu'il ne comporte pas de ressort de rappel.

Le monochromateur double à lumière visible est formé de deux appareils symétriques à déviation constante placés en série. Deux prismes à réflexion totale ont permis de donner à l'ensemble un faible encombrement et une grande rigidité. Les deux prismes sont montés de telle sorte que leurs dispersions s'opposent (van Cittert, *Revue d'Optique*, octobre 1926). Les mouvements égaux et de sens inverses dont ils doivent être animés s'obtiennent par la liaison de deux points A et B de circonférences égales liées à chaque prisme. On trouve que les angles $O'OA = \alpha$ et $OO'B = \omega$ varient de quantités égales et de signes contraires si $\alpha = \omega$; et que $\frac{d^2\omega}{d\alpha^2} = 0$ si AB est tangent aux deux circonférences. Dans ces conditions, $\Delta\alpha$ et $\Delta\omega$ ne diffèrent que de quantités négligeables pour les amplitudes utilisées. Le déplacement de la plate-forme de centre O est commandé par un levier mû par une vis micrométrique montée, comme celle de l'appareil précédent, sans ressort de rappel. Les deux fentes d'entrée et de sortie sont droites, la fente intermédiaire courbe.

2. — Présentation d'appareils;
par M. Pierre Sève,

M. Sève présente quelques appareils réalisés à l'atelier du Laboratoire de Physique industrielle de la Faculté des Sciences par le regretté mécanicien M. Nicolas :

1° Un monochromateur simple, réalisé à partir d'un vieux spectroscope à vision directe, dans lequel on a remplacé l'oculaire par une fente. Pour amener les raies sur cette fente, on fait déplacer l'objectif de la lunette dans son propre plan, le mouvement rectiligne du centre optique étant assuré avec une approximation suffisante à l'aide du système articulé à trois barres de Watt. L'auteur fait observer l'avantage qu'il y a à utiliser un prisme à vision directe qui donne des raies beaucoup plus rectilignes qu'un prisme ordinaire.

2° Un petit électroaimant destiné à des expériences de cours dont le circuit magnétique et les noyaux ont été réalisés avec des barres d'acier doux étiré du commerce, de section carrée (5 cm × 5 cm), assemblées avec de la tige filetée. Le travail d'atelier a été très réduit et les types de champs qu'on peut obtenir sont très variés.

Le Gérant : Maurice Blondin. 119665 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1944.